УДК 535.2:621.373.826

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА С МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЯМИ АКТИВНОГО СЛОЯ

А.С. Задорин, Е.Ю. Марципака, А.А. Шибельгут

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
E-mail: Anatoly.Zadorin@rzi.tusur.ru

Разработана математическая модель определения характеристик многомодового полупроводникового лазера с шероховатой поверхностью активного слоя. Показано, что указанные шероховатости вызывают радиационные потери волноводных мод, а также приводят к формированию стохастических межмодовых связей внутри модового спектра. В частности, установлено, что данные эффекты оказывают на параметры лазера воздействие, аналогичное увеличению коэффициента Петермана. Определено количественное соотношение между уровнем спонтанной эмиссии и статистическими характеристиками шероховатостей оптического волновода.

Постановка задачи

Активные оптоэлектронные волноводные структуры: полупроводниковые лазеры (ППЛ) и усилители, а также допированные ионами эрбия волоконные световоды широко применяют в оптических системах связи, системах хранения и записи информации, технике высокоточных измерений и других областях современной техники. Производительность данных систем определяется свойствами используемых в них волоконных и полупроводниковых лазеров, и, прежде всего, их шумовыми и модуляционными характеристиками. На указанные параметры заметное влияние могут оказывать технологические погрешности производства активных структур. Так, в *gain quided* FP-лазерах (Фабри-Перо лазеры с рефрактивным волноводом) резонатор формируется в виде отрезка одномодового оптического волновода (ОВ), представляющего собой тонкий активный слой двойной полупроводниковой гетероструктуры (рис. 1) [1–4].

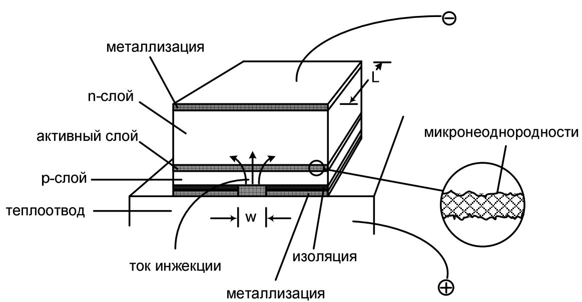


Рис. 1. *Волноводная структура ППЛ: L – длина резонатора, w – ширина полоски контакта*

Динамика спектрального состава излучения такого ППЛ, представленного набором продольных волноводных мод (ВМ), зависит от типа ОВ. В литературе она описывается коэффициентом Петермана (*Petermann-Faktor*) K_{sp} [1]. При этом считается, что как RIN (*relative intensity noise*), так и спектр излучения ППЛ полностью определяются пропорциональным K_{sp} уровнем спонтанной эмиссии, вызывающей стохастические флуктуации амплитуды и фазы вынужденного излучения.

Однако, аналогичные флуктуации числа вынужденных фотонов $S_{st,i}$ в i-ой моде лазерного диода (ЛД) могут быть вызваны и другими механизмами. Подобное воздействие на $S_{st,i}$ оказывает, например, стохастическая связь между ВМ, обусловленная их рассеянием на микронеоднородностях неидеальной поверхности ОВ. В зависимости от технологии изготовления эта поверхность всегда характеризуется в той или иной степени выраженным случайным полем локальных микроскопических отклонений (шероховатостей) от среднего уровня. Указанные шероховатости могут оказывать влияние на параметры лазера.

Прежде всего, шероховатости приводят к дополнительным радиационным потерям энергии ВМ в резонаторе и соответствующему увеличению порогового тока лазера. Физический механизм указанных потерь связан с преобразованием ВМ в непрерывный континуум излучательных мод (ИМ). При этом межмодовая связь поддерживается набором элементарных гармонических решеток, образующих трехмерный энергетический спектр шероховатостей пленки ОВ $G(\mathbf{K})$. Соответствующий коэффициент радиационного затухания α_r выражается через парциальные коэффициенты $\alpha(\upsilon,\beta)$ как [5]:

$$\alpha_r = \int_0^{\pi-\upsilon 1}\int_0^{\pi} \alpha(\upsilon,\beta)\,d\upsilon\, d\beta,$$

υ, β – саггитальный и азимутальный углы, определяющие направление ИМ; угол $\upsilon 1$ определяется числовой апертурой (*numerical aperture* NA) ОВ: NA=sin($\upsilon 1$);

$$\alpha(\upsilon,\beta) = G(K(\upsilon,\beta))(\xi(\upsilon,\beta))^2 \times$$
$$\times\left|\int_0^{\delta} E_{s0}^*(x)e^{-j\Delta K(\upsilon,\beta)\cdot x}\int_0^{x} E_{s0}(y)e^{j\Delta K(\upsilon,\beta)\cdot y}\,dy dx\right|^2,$$

$E_{s0}(x)$ – нормированный профиль ВМ; $\xi(\upsilon,\beta)$ – коэффициент связи ИМ и ВМ.

Другой механизм влияния шероховатостей активного слоя ЛД на его характеристики связан с формированием стохастических межмодовых связей (SMC – *stochastic mode coupling*) внутри модового спектра лазера. В силу стохастической природы этих связей, число фотонов ΔS_{ij}, рассеянных в i-ую из j-ой моды всегда δ-коррелированно с собственным полем фотонов S_i данной моды. Таким образом, оказывается, что воздействие флуктуаций ΔS_{ij}

на S_i вполне аналогично воздействию на них фотонов спонтанной эмиссии.

Данный механизм межмодовой перекачки фотонов реализуется лишь при фазовом синхронизме взаимодействия, при котором волновые числа $\boldsymbol{\beta}_i$ ВМ связаны с вектором решетки $\mathbf{K}$ из спектра шероховатостей $G(\mathbf{K})$ соотношением:

$$\boldsymbol{\beta}_i - \boldsymbol{\beta}_j + \mathbf{K} = 0.$$

Учитывая различие частот ВМ, обусловленное особенностями самовозбуждения лазера, из последнего соотношения можно заключить, что межмодовая перекачка возможна лишь в режиме генерации нескольких поперечных мод, когда частотный интервал $\Delta\nu_s$ между ними кратен интервалу $\Delta\nu_l$ между аксиальными модами:

$$\Delta\nu_s = m\Delta\nu_l,$$

где m – целое число.

Последнее условие не может удовлетворяться в полупроводниковых DFB-лазерах, работающих в одномодовом режиме. В этих устройствах технологические шероховатости волновода приводят лишь к дополнительным потерям и повышению порогового тока. Однако эти условия могут выполняться в полосковых FP-лазерах, в которых возможна генерация на нескольких поперечных модах. Резонансное усиление взаимного рассеяния энергии мод в данных условиях приводит к дополнительным шумам излучения как отдельных ВМ, так и Mode Partition Noise, а также оказывает влияние на характер динамических искажений оптических сигналов. В литературе указанные эффекты остаются практически не исследованными.

Поэтому целью настоящего сообщения является представление соответствующей математической модели и результатов расчетного моделирования.

Скоростные уравнения

Для моделирования динамических характеристик ППЛ будем использовать модель так называемых скоростных уравнений [1–4].

Рассмотрим активный N-модовый волноводный слой полоскового ППЛ на основе двойной гетероструктуры с резонатором Фабри-Перо. Динамика модового спектра в данной структуре описывается системой дифференциальных уравнений для модовой плотности фотонов S_i i-ой моды и концентрации носителей заряда n:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dS_i}{dt} &= S_i(R_{st,i} - \tau_{ph,i}^{-1}) + R_{sp,i}K_{tot}, \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{I}{eV} - \frac{n}{\tau_n} - \sum_{j=1}^{N} R_{st,i}S_i. \end{aligned}\right\}, \quad (1)$$

где $R_{st,i}$ – коэффициент вынужденной рекомбинации, определяющий скорость создания фотонов i-ой моды за счет вынужденного излучения; $R_{sp,i}$ – коэффициент спонтанной рекомбинации, определяющий скорость создания спонтанных фотонов в i-ой моде; $\tau_{ph,i}$ – время жизни фотонов; K_{tot} – полный коэффициент увеличения спонтанного излучения; I – ток инжекции; e – элементарный заряд; V – активный объем ППЛ; τ_n – время жизни носителей заряда.

Прирост числа фотонов dS_i в i-ой моде за время dt определяется усилением уже имеющихся, вкладом спонтанного излучения, а убыль – потерями в резонаторе за счет материального поглощения и вывода излучения за пределы ЛД. Последние процессы формально учитываются введением времени жизни фотона в резонаторе $\tau_{ph,i}$:

$$\frac{1}{\tau_{ph,i}} = \frac{c}{n_{gr}}[\alpha_{m,i} - \frac{1}{2L}\ln(R_1R_2)], \quad (2)$$

где n_{gr} – групповой показатель преломления; $\alpha_{m,i}$ – коэффициент затухания в резонаторной моде; R_1, R_2 – коэффициенты отражения торцов резонатора.

В системе (1) параметр $R_{st,i}$ определяется соотношением:

$$R_{st,i} = g_i V_{e,i} \Gamma_i, \quad (3)$$

где g_i – функция усиления для i-ой моды; $V_{e,i}$ – групповая скорость фотонов i-ой моды; Γ_i – коэффициент локализации i-ой моды.

Скорость генерации спонтанного излучения выражается формулой:

$$R_{sp,i} = n_{sp} R_{st,i}, \quad (4)$$

где n_{sp} – коэффициент спонтанного излучения.

Функция усиления g в общем случае включает в себя зависимость как от S, так и от n и задается следующим образом:

$$g_i(n,S) = \frac{\partial g}{\partial n}(n - n_{th})\left(1 - \frac{\varepsilon}{V}\sum_{i=1}^{N} S_i\right), \quad (5)$$

где $\frac{\partial g}{\partial n}$ – так называемое дифференциальное усиление; n_{th} – пороговое значение концентрации инжектированных носителей; ε – коэффициент сжатия усиления.

Система уравнений (1) в рамках данной модели полностью описывает динамические характеристики ЛД с идеальной поверхностью активного слоя.

Вырождение лазерных мод и межмодовая связь

Рассмотрим далее влияние микронеоднородностей (рис. 1) активного слоя ППЛ на режим генерации излучения.

Активный слой ППЛ представляет собой участок планарного волновода (рис. 1). Влияние неоднородностей границы планарной волноводной структуры на её волноводные свойства достаточно подробно изучено в литературе [1–4, 6, 7]. Вследствие этих шероховатостей лазерные моды обмениваются энергией в процессе распространения по ОВ. При этом фотоны, рассеянные в i-ую моду оказываются δ-коррелированными по фазе и поляри-

зации с собственными фотонами. Подобный механизм межмодовой связи аналогичен влиянию спонтанного излучения на параметры ППЛ и может являться причиной дополнительных шумов и уширения спектральной линии, ухудшения его модуляционных характеристик.

Для использования подхода [1, 2] для построения модели ППЛ рассмотрим различия механизмов межмодовой связи в пассивном планарном волноводе и активном лазерном резонаторе. В пассивном волноводе все моды, как известно, имеют одну и ту же частоту. Это обстоятельство упрощает достижение межмодового синхронизма и является необходимым условием для формирования многократных межмодовых связей внутри модового спектра волновода.

В лазерном же резонаторе условие самовозбуждения обеспечивается лишь для определенного набора частот:

$$\nu^2 = \frac{c^2}{4\pi^2 n^2}\sqrt{\left(\frac{\pi l}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{a_y}\right)^2 + \left(\frac{\pi p}{a_z}\right)^2}, \qquad (6)$$

где n – показатель преломления заполняющего резонатор вещества; a_x, a_y, a_z – линейные размеры резонатора; l, m, p – целые числа, характеризующие порядок резонаторной моды; c – скорость света.

Отсюда видно, что все типы колебаний лазерного резонатора имеют различные частоты. Следовательно, в данных условиях не следует ожидать эффективного взаимодействия поля рассеянных фотонов некоторой i-ой моды с полями других мод.

Однако из (6) следует, что при определенных значениях линейных размеров резонатора ППЛ и индексов l, m, p возможно так называемое вырождение мод, т. е. совпадение резонансных частот для поперечных мод разного порядка. Обычно, изменения линейных размеров порядка 3...5 % при изготовлении ППЛ не контролируются [3, 4]. Следовательно, для некоторых экземпляров ППЛ можно ожидать резонансного проявления эффекта сильного взаимодействия лазерных мод и обусловленного этим эффектом увеличения уровня шумов.

Случай модового вырождения, при котором частотный интервал между соседними поперечными модами $\delta\upsilon_T$ кратен интервалу между продольными модами $\delta\upsilon_L$, показан на рис. 2.

Рассмотрим условия возбуждения поперечных мод высокого порядка. Вблизи порога излучения лазеров поперечные моды высшего порядка обычно подавлены. Однако, при достаточно больших значениях мощности основной моды, в ряде конструкций ППЛ условие возбуждения поперечных мод низкого порядка выполняется вследствие пространственного выжигания носителей заряда [1–4, 6, 7]. В соответствии с (6), эти моды генерируются на частотах выше, чем частота основной моды. Рассмотрим, например, лазер с зарощенной гетероструктурой, работающий на длине волны λ=1,3 мкм с шириной полоски w=3 мкм. Предположим, что основная мода и мода первого порядка ограничиваются шириной полоскового электрода. Приближенные выражения для пространственной структуры световых полей в резонаторе имеют вид:

$$E_0 = \cos(K_0 z)\sin(\beta z), \quad E_1 = \sin(K_1 x)\sin(\beta z),$$

где $K_0 \approx \pi/w$, $K_1 \approx 2\pi/w$, $\beta = N\pi/L$. Пренебрегая далее дисперсионной зависимостью показателя преломления n, из волнового уравнения находим связь между модовыми индексами:

$$(l^2/w^2) + (p^2/L^2) = (2nf/c)^2. \qquad (7)$$

Учитывая малость члена (l^2/w^2) ур. (7) фактически определяет значение модового индекса p. Так для лазера с параметрами n=3,5, λ=1,3 мкм и L=250 мкм, находим:

$$p \approx 2nL/\lambda = 1346. \qquad (8)$$

Отсюда следует, что частотный интервал между продольными модами в рассматриваемом случае будет:

$$\Delta f_L = c/2nL = 0{,}171 \text{ ТГц}. \qquad (9)$$

Для указанного значения p частотный интервал Δf_T между поперечными модами определяется подстановкой в (7) значений модовых индексов основной и поперечной моды первого порядка l=1 и l=2 для w=3 мкм:

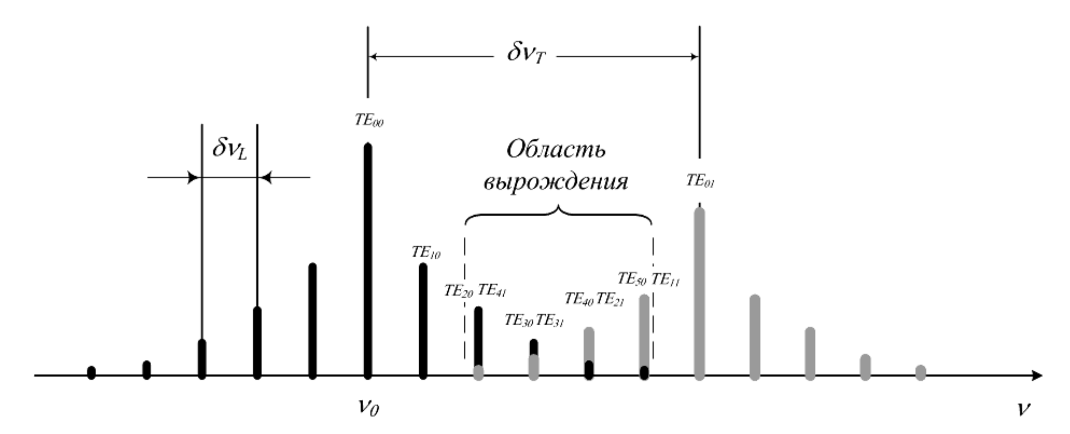


Рис. 2. *Вырождение лазерных мод*

$$\Delta f_T \approx 3c^2/8n^2w^2f = 1{,}327\ \text{ТГц}. \qquad (10)$$

В соответствии с (7), эта величина превышает межмодовый интервал продольных мод. Отсюда следует, что в рассматриваемых условиях основная мода и поперечная мода первого порядка с одним и тем же продольным индексом будут отделены друг от друга приблизительно восемью продольными модами. Для данной частоты разность в индексах p основной и поперечной моды первого порядка может быть определена из (7) как:

$$\Delta p \approx 3L^2/2w^2p = 7{,}7. \qquad (11)$$

Заметим, что при вариации Δp на 1/2, разность частот основной и поперечной моды изменяется ровно на половину продольного межмодового интервала. Этому сдвигу соответствует изменение длины резонатора L, либо его ширины w всего на 3 %. При изготовлении лазера столь малые изменения длины резонатора контролировать очень сложно. В данных условиях при случайной вариации температуры, тока инжекции и т. д. возможно формирование условий частотного вырождения и сильного модового взаимодействия лазерных мод.

Полагая, что данные условия выполнены, оценим уровень межмодовой связи. При этом для описания взаимодействия мод из области вырождения воспользуемся скоростными уравнениями (1) и результатами работ [5, 8].

Модифицированные скоростные уравнения

В расчет будем принимать взаимодействие продольных и поперечных мод из рассмотренной выше области вырождения.

Связь лазерных мод в «холодном» резонаторе, обусловленная рассеянием на шероховатостях волноводного слоя, описывается уравнениями связанных мощностей [8]:

$$\frac{dP_i}{dz} = -2\alpha_i P_i + \sum_{j=1,\, j\neq i}^{N} \xi_{ij}^2 G(\Delta k_{ij})[P_j - P_i], \qquad (12)$$

где P_i, α_i – мощность и коэффициент затухания i-ой лазерной моды; $G(\Delta k_{ij})$ – энергетический спектр шероховатостей; ξ_{ij} – коэффициент связи между i-ой и j-ой модами, определяемый выражением:

$$\xi_{ij} = \int \Delta\varepsilon(x)\cdot E_i(x)\cdot E_j^*(x)dx,$$

где $E_i(x)$ – амплитудный профиль i-ой моды, $\Delta\varepsilon(x)$ – флуктуация диэлектрической проницаемости.

Учитывая далее, что групповая скорость V_e линейно связывает продольную координату z и время t лазерной моды, и, представляя объемную плотность фотонов S через мощность, выразим динамику S через пространственную зависимость P в (12):

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{h\nu}\frac{dP}{dz},$$

где h – постоянная Планка.

Преобразуем систему (1) с учетом вышеуказанных выражений к виду:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dS_i}{dt} &= S_i(R_{st,i} - \tau_{ph,i}^{-1}) + R_{sp,i}K_{tot} + \\ &+ \sum \xi_{ij}^2 G(\Delta k_{ij})(\Gamma_j V_{e,j}S_j - \Gamma_i V_{e,i}S_i), \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{I}{eV} - \frac{n}{\tau_n} - \sum_{i=1}^{N} R_{st,i}S_i \end{aligned}\right\}. \qquad (13)$$

Полученная система нелинейных связанных дифференциальных уравнений в рамках созданной модели полностью описывает динамику модовой плотности и концентрации инжектированных носителей с учетом механизма межмодовой связи.

Уровень шумов ППЛ количественно характеризуется относительной мощностью шума (*RIN*) [1, 2].

$$RIN = \frac{2\Delta f W_P(\omega)}{\langle P\rangle^2}, \qquad (14)$$

где Δf – полоса пропускания; $W_P(\omega)$ – спектральная плотность мощности; ω – круговая частота; $\langle P\rangle$ – среднее значение мощности.

Соотношение (14) выведено для некоторого обобщенного шумового процесса. При изучении конкретных механизмов возникновения шумов, например, спонтанного излучения, или шума модового распределения (*Mode Partition Noise*) необходимо учитывать специфику данных процессов.

Следуя [1, 2], оценку шумов ППЛ будем производить на основе введения в систему скоростных уравнений (13) внешних шумовых источников, называемых ланжевенскими источниками. Соответствующие им флуктуации модовой плотности фотонов и концентрации инжектированных носителей обозначим, как $F_{s,i}(t)$ и $F_n(t)$ соответственно:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dS_i}{dt} &= S_i(R_{st,i} - \tau_{ph,i}^{-1}) + R_{sp,i}K_{tot} + F_{s,i}(t) \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{I}{eV} - \frac{n}{\tau_n} - \sum_{i=1}^{N} R_{st,i}S_i + F_n(t) \end{aligned}\right\}. \qquad (15)$$

Свойства случайных процессов, описываемых ланжевенскими источниками, хорошо изучены [1, 2]. Для проведения дальнейших расчетов будем считать, что силы $F(t)$ удовлетворяют условиям стационарности и эргодичности, а их статистическое распределение подчиняется нормальному закону. Кроме того, их среднее значение будем считать нулевым, а корреляционные свойства будем описывать δ-функцией.

Флуктуации концентрации носителей, описываемые членом $F_n(t)$, обусловлены дробовым и рекомбинационным шумами. Однако в [1] показано, что шумы ППЛ, в основном, определяются флуктуациями числа фотонов $F_{s,i}(t)$. На этом основании далее мы будем пренебрегать членом $F_n(t)$.

Кроме этого, так же как и в системе (13), ур. (15) дополним членом, отвечающим за межмодовую связь лазерных мод с вырожденными частотами.

Для оценки RIN рассмотрим установившийся процесс генерации ЛД, при котором модовая плот-

ность фотонов S_i и плотность инжектированных носителей n складываются из стационарного значения и шумовой составляющей S_i с нулевым средним:

$$S_i = \langle S_i \rangle + \Delta S_i, \qquad (16)$$

$$n = \langle n \rangle + \Delta n, \qquad (17)$$

$\langle S_i \rangle$ и $\langle n \rangle$ в (16), (17) являются стационарными решениями системы дифференциальных уравнений (15).

Подставим в (15) выражения (16) и (17) и переведем анализ в частотную область. Получим:

$$\left.\begin{aligned} &(j\omega - 1/\tau_i)\Delta S_i(\omega) = \Delta F_{s,i}(\omega), \\ &(j\omega - 1/\tau_e')\Delta n(\omega) = -\frac{1}{V}\sum_{j=1}^{N} R_{st,j}\Delta S_j(\omega) \end{aligned}\right\}, \qquad (18)$$

где $\Delta F_{s,i}(\omega)$ – Фурье-образы ланжевенских сил; τ_i – характеристическое время жизни i-ой моды, $\tau_i^{-1} = R_{st,i} + \tau_{ph,i}^{-1}$; τ_e' – константа, определяемая соотношением:

$$\tau_e' = \tau_e^{-1} + \frac{1}{V}\sum_{j=1}^{N}\langle S_j \rangle \frac{\partial R_{st,i}}{\partial n},$$

где τ_e – время жизни носителей заряда.

Среднее значение $\langle \Delta F_{s,i}(\omega) \rangle$ определяется преобразованием Фурье от автокорреляционной функции (18):

$$\left\langle \left|\Delta F_{s,i}(\omega)\right|^2 \right\rangle = 2K_{tot}n_{sp}\langle S_i \rangle \tau_{ph,i}^{-1}.$$

Значения $\Delta F_{s,i}(\omega)$ и $\Delta S_i(\omega)$ связаны между собой передаточной функцией $\dot{H}_i(\omega)$ [1]:

$$\frac{\Delta S_i(\omega)}{\Delta F_{s,i}(\omega)} = \dot{H}_i(\omega) = \omega_{r,i}^2 \frac{1/\tau_e' + j\omega}{(j\omega)^2 + \dfrac{j\omega}{\omega_{d,i}} + 1}.$$

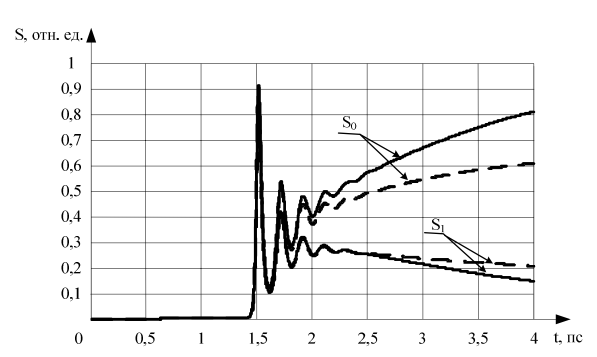


Рис. 3. *Динамика излучения лазерного диода*

Сама передаточная функция для малосигнального воздействия легко находится из (18) и определяется выражением [1]:

$$\dot{H}_i(\omega) = \frac{\Delta S_i(\omega)}{\Delta F_{s,i}(\omega)} = \frac{1}{\left(\dfrac{j\omega}{\omega_{r,i}}\right)^2 + \dfrac{j\omega}{\omega_{d,i}} + 1} \frac{\omega_{r,i}^2}{1/\tau_e' + j\omega},$$

где $\omega_{r,i}$, $\omega_{d,i}$ – частоты релаксационных колебаний и демпфирования соответственно:

$$\omega_{d,i} = \frac{\omega_{r,i}^2}{\dfrac{K_{tot}n_{sp}}{\langle S_i \rangle} + \dfrac{\varepsilon V_{e,i}\tau_{ph,i}\langle S_i \rangle}{V}},$$

$$\omega_{r,i} = \sqrt{\frac{\dfrac{\partial R_{st,i}}{\partial n}V_{e,i}\langle S_i \rangle}{V\tau_{ph,i}}}.$$

Далее следуя работе [1], получим окончательные выражения для RIN основной моды и для шума модового распределения (*Mode Partition Noise*) соответственно:

$$RIN_0 = \left|H_2(\omega)\right|^2 \frac{\tau_{eff}^{-2} + \omega^2}{\tau_{ph}\omega_r^4}\frac{4K_{tot}n_{sp}}{\langle S_0 \rangle}a^2, \qquad (19)$$

$$RIN_p = \frac{4\Delta f \tau_{ph}}{K_{tot}n_{sp}\langle S_0 \rangle^2}\sum_{i \neq 0}\frac{\langle S_i \rangle^3}{1 + (\omega\tau_1)^2}, \qquad (20)$$

где τ_{eff} – эффективное время жизни фотона.

Выражения (19), (20) являются формальной основой для моделирования шумовых характеристик лазерного диода и исследования влияния технологических шероховатостей волноводного слоя на уровень RIN.

На рис. 3 представлены результаты моделирования динамики генерации излучения InGaAs лазерного диода, полученные на основании системы уравнений (13). На рисунке также показано установившееся значение $S_i(t)$ фундаментальной и первой поперечной моды. Пунктирные линии соответствуют динамической характеристике лазерного диода с шероховатой поверхностью активного слоя. Радиус корреляции и среднее значение величины шероховатостей равно 1 нм, значение K_{sp} равно 2.

Заключение

Предложенная модель полупроводникового лазера с резонатором Фабри-Перо позволяет учитывать влияние технологических шероховатостей его активного слоя на характеристики излучения: уровень относительной интенсивности шума, порогового тока, спектральных характеристик и т. д. Полученные данные показывают, что соответствующий механизм флуктуаций вынужденного излучения лазера аналогичен механизму влияния поля спонтанных фотонов на шумовые и спектральные свойства лазерного излучения. Указанная связь может быть формализована в виде соотношений между приращениями коэффициента Петермана и статистическими характеристиками шероховатостей поверхности.

Установлено, что в лазерном диоде с микронеоднородностями активного слоя волноводные моды обмениваются энергией за счет их рассеяния на шероховатостях и стохастических межмодовых связей. Доля энергии, задействованной в процессе обмена, составляет около 30 %.

Показано, что в спектре стационарного излучения лазера с идеальной поверхностью волноводного слоя полем паразитных мод можно пренебречь. Однако даже весьма малые шероховатости волноводного слоя (~1 нм) приводят к значительному (~30 %) росту мощности паразитного излучения и соответствующему снижению спектральных и шумовых параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Petermann K. Laser Diode Modulation and Noise. – Dortdrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 1988. – 315 p.
2. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника. – М.: Техносфера, 2004. – 592 с.
3. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры: Пер. с англ. / Под ред. У. Тсанга. – М.: Радио и связь, 1990. – 320 с.
4. Камия Т., Оцу М., Ямамото Ё., Такума Х. Физика полупроводниковых лазеров. Пер. с яп. / Под ред. В.Л. Величанского. – М.: Мир, 1989. – 307 с.
5. Аппельт В.Э., Задорин А.С., Круглов Р.С. Трансформация поля в многомодовом оптическом волноводе со случайными нерегулярностями поверхности пленки // Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 99. – № 4. – С. 635–643.
6. Ермаков О.Н. Прикладная оптоэлектроника. – М.: Техносфера, 2004. – 416 с.
7. Тамир Т. Волноводная оптоэлектроника. – М.: Мир, 1991. – 575 с.
8. Унгер Г.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы: Пер. с англ. / Под ред. В.В. Шевченко. – М.: Мир, 1980. – 657 с.

УДК 004.032.26 (06)